

А.Ю. ВАСИЛЬСЬВ, мол. наук. співроб. каф. „ТММіСАПР” НТУ “ХПІ”

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСУ ОБТІКАННЯ КОРПУСУ МТ-ЛБ УДАРНОЮ ХВИЛЕЮ

Розв'язано задачу розробки методики аналізу процесу обтікання корпусу МТ-ЛБ ударною хвилею від потужного вибуху.

The methods of shock wave flow analysis of MT-LB vehicles were developed.

1. Актуальність. У літературі [1], присвяченій опису процесів обтікання об'єктів ударною хвилею від потужних вибухів, пропонується проста схема розподілу тиску по поверхнях, приклад схемної епюри показано на рис 1.

Ця ж схема практично без змін використовується і в багатьох дослідженнях останніх років [2-7]. Як видно зі схеми, при такому підході геометрія об'єкту, який обтікає хвиля, істотно не впливає на розподіл тиску по поверхнях об'єкту. Вважається, що на весь об'єкт, за винятком лобової і задньої проекцій, діє один і той же надмірний тиск ΔP_0 . При цьому на лобову проекцію діє надмірний тиск $1.2P_0$, а на задню проекцію – $0.8P_0$.

Аналізуючи результати досліджень, що проводилися в Україні і за кордоном по дії вибухових хвиль різного характеру з різними об'єктами [4-10], а також аналізуючи результати газо-гідродинамічних досліджень різних об'єктів [10-12], можна з упевненістю сказати, що реальна фізика процесу сильно відрізняється від прийнятої моделі. Насправді характер розподілу зон надмірного і зниженого тиску, а також їх величини сильно залежать від наступних чинників: геометрія зовнішніх обводів об'єкту; напрям руху фронту хвилі; швидкість фронту хвилі; величина тиску у фронті хвилі; тривалість дії ударної хвилі.

Крім того, в загальному випадку процес обтікання ударною хвилею об'єкту є високонелінійним та динамічним процесом; процес відбувається з швидкостями, близькими до швидкості звуку (тобто в різних частинах потік може знаходитися як в звуковій, так і в дозвуковій або зазвуковій області, що істотно ускладнює числове дослідження процесу); об'єкти не є абсолютно твердими і при обтіканні ударною хвилею можуть деформуватися, внаслідок чого також може змінюватись характер обтікання.

Таким чином, на сьогоднішній день відсутня методика числового моделювання обтікання ударною хвилею корпусів різних машин з урахуванням їх форми. В той же час у зв'язку з потребами проектування легкоброньованих машин (ЛБМ), стійких до широкого спектру вражаючих чинників, необхідно

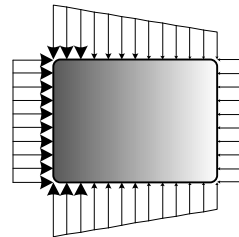


Рис. 1. Традиційна
схема розподілу тиску
по поверхнях бойової
машини

перед ухваленням проектних рішень проводити числові дослідження з варіюванням як геометричних параметрів, так і параметрів самої ударної хвилі. Таке дослідження і є предметом даної статті.

2. Постановка задачі. Незважаючи на розвиток можливостей теоретичних і числових методів, а також можливостей обчислювальної техніки, розв'язання описаної задачі в повній постановці є надзвичайно складним завданням. Це пов'язано з відсутністю (з неможливістю точно визначити) великої кількості початкових даних, відсутністю доступу до високопродуктивної комп'ютерної техніки, яка могла б вирішити задачу в повній постановці (продуктивність має бути приблизно на порядок більша за ту, що є зараз у розпорядженні вітчизняних дослідників), і високій тривалості подібних розрахунків [13-15].

Таким чином, для отримання більш адекватних відомостей про розподіл тиску по корпусу бойової машини необхідно проводити тривалі дослідження з поетапним ускладненням (уточненням) розрахункової моделі (з поступовим наближенням розрахункової моделі до реальних умов).

На першому етапі пропонується наступний підхід: геометрія досліджуваної ЛБМ відображає основні конструктивні параметри корпусу і рушія; дрібні елементи машини зовні корпусу, які впливають на розподіл потоку лише в локальних зонах, – не моделюються; рушій моделюється без деяких невеликих елементів підвіски; корпус моделюється цілісним, без внутрішнього устрою ЛБМ; затіканням потоку всередину корпусу через щілини люків нехтуємо; розрахункова область, в яку «занурена» машина, моделюється у вигляді каналу з прямокутним перетином; подовжня вісь ЛБМ орієнтована уздовж каналу; рух повітря забезпечує гранична умова на вході $V_{ex} = 300$ м/с; величина надмірного тиску регулюється шляхом завдання вихідного статичного тиску величиною $P_{вих} = P_{атм} + \Delta P$.

Використання таких спрощень є правомірним через те, що дрібні елементи ЛБМ (дзеркала, фари) слабо впливають на загальні характеристики потоку і вносять лише локальні збурення; при розрахунку сталого режиму, коли величина надмірного тиску постійна, затікання практично відсутнє у зв'язку з

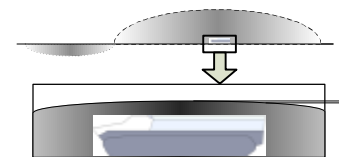


Рис. 2. Співвідношення довжин
корпусу ЛБМ і фронту ударної хвилі

малою величиною зазорів в порівнянні із загальними габаритами і слабо впливає на характер обтікання; у першому наближенні для визначення характеру обтікання потік від ударної хвилі можна вважати квазістатичним, оскільки зміна величини надмірного тиску хвилі уздовж корпусу в кожен момент часу є мінімальною (менш ніж 0.1%) (рис. 2).

3. Методика досліджень. Рух і теплообмін текучого середовища моделюються за допомогою рівнянь Нав'є-Стокса, що описують в нестационарній постановці закони збереження маси, імпульсу і енергії цього середовища. Крім того, використовуються рівняння стану компонентів текучого середовища, а також емпіричні залежності в'язкості і теплопровідності цих компонентів середовища

від температури. Цими рівняннями моделюються турбулентні, ламінарні і перехідні течії. Для моделювання турбулентних течій згадані рівняння Нав'є-Стокса усереднюються за Рейнольдсом, тобто використовується усереднений впродовж малого масштабу часу вплив турбулентності на параметри потоку. Великомасштабні часові зміни усереднених впродовж малого масштабу часу газодинамічних параметрів потоку (тиску, швидкостей, температури) враховуються введенням відповідних похідних за часом. В результаті рівняння мають додаткові члени – напруження за Рейнольдсом, а для замикання цієї системи рівнянь можна використовувати рівняння перенесення кінетичної енергії турбулентності і її дисипації в рамках k – ϵ моделі турбулентності [12, 16-19].

Ця система рівнянь збереження маси, імпульсу і енергії нестационарної просторової течії має такий вигляд в рамках підходу Ейлера в декартовій системі координат (x_i , $i = 1,2,3$), що обертається з кутовою швидкістю Ω навколо осі, яка проходить через її початок (обертання введено для загальності підходу):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_i u_k - \tau_{ik}) + \frac{\partial P}{\partial x_i} = S_i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}((\rho E + P)u_k + q_k - \tau_{ik}u_i) = S_k u_k + Q_H, \quad (3)$$

де t – час; u – швидкість текучого середовища; ρ – щільність текучого середовища; P – тиск текучого середовища; S_i – зовнішні масові сили, що діють на одиничну масу текучого середовища; $S_{i\text{porous}}$ – дія опору пористого тіла, $S_{i\text{gravity}}$ – дія гравітації, $S_{i\text{rotation}}$ – дія обертання системи координат, т.ч.:

$$S_i = S_{i\text{porous}} + S_{i\text{gravity}} + S_{i\text{rotation}}, \quad (4)$$

де E – повна енергія одиничної маси текучого середовища; Q_H – тепло, що виділяється тепловим джерелом в одиничному об'ємі текучого середовища; τ_{ik} – тензор в'язких зсувних напружень; q_i – дифузійний тепловий потік (нижні індекси означають підсумовування за трьома координатними напрямками).

Для ньютонівських текучих середовищ тензор в'язких зсувних напружень визначається таким чином:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho_k \delta_{ij}, \quad (5)$$

де $\mu = \mu_l + \mu_t$, μ_l – коефіцієнт динамічної в'язкості; μ_t – коефіцієнт турбуле-

нтної в'язкості; δ_{ij} – дельта-функція Кронекера ($\delta_{ij} = 1$ при $i = j$, $\delta_{ij} = 0$ при $i \neq j$); k – кінетична енергія турбулентності.

Відповідно до k – ϵ моделі турбулентності, μ_t визначається через величини кінетичної енергії турбулентності k і дисипації цієї енергії ϵ :

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_\mu \rho k^2}{\epsilon}, \quad (6)$$

де $f_\mu = [1 - \exp(-0.025 R_y)]^2 \cdot \left(1 + \frac{20.5}{R_r}\right)$; $R_y = \frac{\rho \sqrt{k} y}{\mu_l}$; $R_r = \frac{\rho k^2}{\mu_l \epsilon}$, y – відстань від поверхні стінки; $C_\mu = 0.009$.

Кінетична енергія турбулентності k і дисипації цієї енергії ϵ визначаються в результаті розв'язання наступних двох рівнянь:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k k) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) + S_k; \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} \right) + S_\epsilon; \quad (8)$$

де $S_k = \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \epsilon + \mu_l P_B$, $S_\epsilon = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \left(f_1 \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \mu_l C_B P_B \right) - C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\rho \epsilon^2}{k}$;

$$\tau_{ij}^R = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad P_B = - \frac{g_i}{\sigma_B} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i},$$

де g_i – складова гравітаційного прискорення в координатному напрямі x_i ; $\sigma_B = 0.9$; $\sigma_\epsilon = 1.3$; $\sigma_k = 1$; $C_{\epsilon 1} = 1.44$, $C_{\epsilon 2} = 1.92$; $C_B = 1$ при $P_B > 0$ і $C_B = 0$ при $P_B < 0$; $f_1 = 1 + \left(\frac{0.05}{f_\mu} \right)^3$; $f_2 = 1 - \exp(-R_T^2)$.

Дифузійний тепловий потік моделюється за допомогою рівняння:

$$q_k = - \left(\frac{\mu_l}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_c} \right) c_p \frac{\partial T}{\partial x_k}, \quad k = 1,2,3, \quad (9)$$

де Pr – число Прандтля; c_p – питома теплоємність при постійному тиску; T – температура текучого середовища.

Для моделювання ламінарних течій наведена система рівнянь дещо модифікується, а саме вважається $\mu_t = 0$ і $k = 0$. За допомогою функції f_μ моделюється перехід ламінарної течії в турбулентну і турбулентної – в ламінарну.

Ламінарні і турбулентні приграничні шари течії біля поверхонь твердого

тіла, а також перехід ламінарного приграничного шару в турбулентний і, навпаки, турбулентного - в ламінарний моделюються з високою точністю за допомогою модифікованих універсальних пристінкових функцій.

Для текучих середовищ, що стискаються, використовується рівняння стану наступного вигляду:

$$\rho = \rho(P, T, y), \quad (10)$$

де $y = (y_1, y_2, \dots, y_N)$ – вектор концентрацій компонентів текучого середовища.

Для газів використовується рівняння стану ідеального газу $\rho = P/(RT)$, де R – газова постійна модельованого газу, яка для суміші газів визначається як $R = R_{уніт} \sum_{i=1}^N \frac{y_i}{M_i}$, де M_i – молекулярна маса i -го компоненту суміші.

Для врахування залежності щільності від температури використовується рівняння:

$$\rho = \left[\sum_{i=1}^N \frac{y_i}{\rho_{oi}} (1 + \beta_{Ti}(T - T_0)) \right]^{-1}, \quad (11)$$

де y_i – коефіцієнт об'ємного теплового розширення i -го компоненту; ρ_{oi} – щільність i -го компоненту при деякій температурі T_0 .

Вплив гравітації моделюється за допомогою члена, що входить у складі сумарної масової сили (4) в рівняння (2, 3):

$$S_{igravity} = -\rho g_i, \quad (12)$$

де g_i – i -а складова (вздовж i -ої осі системи координат) вектора гравітаційного прискорення.

У загальному випадку, вирішити описану вище задачу аналітично для складної (довільної) розрахункової області не є можливим. Для розв'язання поставленого завдання використовувався числовий метод розв'язання на базі модифікованого методу скінченних різниць (МСР), реалізованого в програмному комплексі Cosmos FloWorks. Розрахункова сітка будувалася з кубічних ґраток базової і зменшеної розмірностей. Поблизу корпусу було задано восьмикратне згущення сітки порівняно з основною розрахунковою областю. Розмірність розрахункової моделі (кількість розрахункових елементів), створеної для корпусу МТ-ЛБ, складає 23.2 тисячі ґраток.

4. Результати розрахунків. На рис. 3-5 показані картини розподілу тиску при обтіканні бронекорпусів різних машин. На цих рисунках різному тиску відповідають різні градації сірого кольору: від світлого (мінімум) до темного (відповідно максимум). На рис. 3 показані проекційні, а на рис. 4 – ізометричні види. Рис. 5 ілюструє картину розподілу тиску в потоці в поздовжньому вертикальному перетині каналу по середньому поздовжньому перетину машини.

На рис. 6 представлено картину розподілу швидкостей у вертикальній серединній площині МТ-ЛБ. Принцип розфарбовування аналогічний використаному раніше для візуалізації картини розподілу тиску. Аналізуючи отримані результати, можна зробити наступні висновки.



Рис. 3. Картина розподілу тиску по зовнішніх поверхнях корпусу МТ-ЛБ (проекційні види)

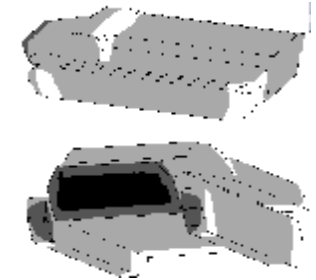


Рис. 4. Картина розподілу тиску по зовнішніх поверхнях корпусу МТ-ЛБ (ізометричні види)



Рис. 5. Картина розподілу тиску при обтіканні МТ-ЛБ ударною хвилею у вертикальній серединній площині



Рис. 6. Картина розподілу швидкості повітряного потоку при обтіканні корпусу МТ-ЛБ (зріз вертикального серединного площинною)



Рис. 7. Приклад огинання ударною хвилею корпусу МТ-ЛБ

1. Поблизу корпусу швидкість потоку знижується.
2. За корпусом утворюється «мертва зона» з дуже низькими швидкостями повітря (до 0 м/с).
3. Фронтальні поверхні корпусу також утворюють «мертві зони».
4. Зони застою повітря (аналогічні пунктам 2 і 3) утворюються також фронтальними і задніми поверхнями крупного зовнішнього устаткування (наприклад, башти, рушіїв).
5. На краях корпусу і зовнішнього обладнання утворюються зони «зриву потоку», в яких швидкість повітря істотно вище середньої по потоку.

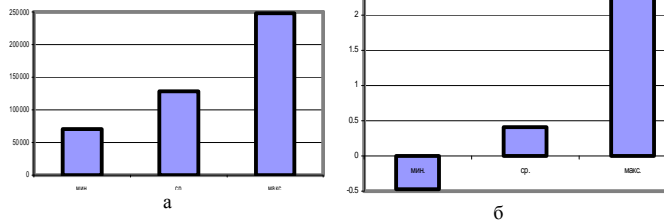
Рис. 7 демонструє приклад ізоповерхні рівного тиску, що виникають у процесі обтікання корпусу МТ-ЛБ. Характер поверхонь однакового рівня дозволяє створити уявлення про характер огинання об'єкту фронтом ударної хвилі.

У табл. 1 та на рис. 8, а і 8, б наведено деякі характерні результати по діапазону значень тиску по поверхнях корпусу МТ-ЛБ. При надлишковому тиску $\Delta P = 65$ кПа у фронті хвилі повний тиск на елементи корпусу може мініятися в межах від 70 кПа до 248 кПа. Таким чином, в деяких областях корпусу діятиме тиск, нижчий за атмосферний (30% атмосферного), а в деяких областях - вищий за середній надмірний тиск у фронті. Якщо врахувати (відняти) величину нормального атмосферного тиску і віднести до величини надлишкового тиску, то середній тиск на корпус буде 27 кПа (41% від початкової величини надлишкового тиску), а в деяких місцях тиск буде перевищувати початковий надлишковий тиск більш ніж у два рази. Також слід зазначити, що максимальна швидкість потоку, що огинає МТ-ЛБ, може досягти 423 м/с, що в 1.41 раз більше початкової швидкості потоку (300 м/с).

Таблиця 1
Діапазон значень тиску по поверхнях корпусу МТ-ЛБ

	мін.	сер.	макс.
абс., кПа	70.5	128	247.5
відн.	-0.47	0.41	2.25

Рис. 8. Діапазон значень тиску по поверхнях корпусу МТ-ЛБ:
а - абсолютні значення; б - безрозмірні (відносні)



Висновки. Як видно з наведених результатів, характер розподілу тиску сильно залежить від геометрії об'єкту, напряму розповсюдження ударної хвилі та інших чинників, вказаних раніше. Неврахування цього може привести до істотних похибок при розрахунку дії ударної хвилі на корпус. Так, по тиску максимальні значення можуть бути в два рази більше номінальних (проти 1.2 по стандартній методиці), а деякі зони навіть можуть бути навантажені протитиском, що виникає при обтіканні корпусу. CosmosFloWorks є зручним інструментом попереднього аналізу за рахунок існуючих методів побудови оптимізованої (збалансованої за точністю і швидкістю розрахунку) сітки, методів згущування, швидкості розрахунку. Проте за рахунок того, що він базується на МСР, для подальших досліджень, в рамках яких будуть проведені динамічні дослідження обтікання ЛБМ, слід надати перевагу методу скінченних об'ємів або методу скінченних елементів.

Отримані результати можуть бути використані надалі як основа для коректного задання навантажень від ударної хвилі при розрахунку напружено-деформованого стану корпусів транспортних засобів спеціального призначення.

Список літератури. 1. Чобиток В.А., Брижинець Ю.Н., Долганов А.А., Мирошник А.В. Конструкция и

расчет танков и БМП. – М.: Воениздат, 1984. – 376 с. 2. Васильев А.Ю., Пелешко Е.В. Построение параметрических моделей корпусов многоцелевых транспортеров для расчета их прочностных и жесткостных характеристик // Вестник НТУ “ХПИ”. Тем. вып.: „Колесные и гусеничные машины специального назначения” – Харьков: НТУ “ХПИ”, 2003. – № 28. – С.102-112. 3. Васильев А.Ю. К вопросу о деформировании корпусов транспортных средств под действием ударных нагрузок // Вестник НТУ “ХПИ”. Тем. вып.: „Динамика и прочность машин” – Харьков: НТУ “ХПИ”, 2005. – № 47. – С. 42-50. 4. Пономарев Е.П., Васильев А.Ю. К вопросу о проведении многовариантного анализа напряженно-деформированного состояния корпуса МТ-ЛБ // Механіка та машинобудування – Харьков: НТУ “ХПИ”. – 2005. – № 1. – С.289-294. 5. Бруль С.Т., Васильев А.Ю. К вопросу о моделировании воздействия ударной волны на корпус боевой машины // Вестник НТУ “ХПИ”. Тем. вып.: „Машиноведение и САПР” – Харьков: НТУ “ХПИ”, 2005. – № 53. – С.29-34. 6. Ткачук Н.А., Бруль С.Т., Малакей А.Н., Гриценко Г.Д., Орлов Е.А. Структура специализированных интегрированных систем автоматизированного анализа и синтеза элементов транспортных средств специального назначения // Механіка та машинобудування. – Харьков: НТУ “ХПИ”, 2005. – №1. – С.184-194. 7. Бруль С.Т. Моделирование реакции корпуса боевой машины на действие подвижной нагрузки: теория, методы и модели // Вестник НТУ “ХПИ”. Тем. вып.: „Машинознавство та САПР” – Харьков: НТУ “ХПИ”, 2007. – № 3. – С.24-43. 8. Бейкер У., Кокс П., Уэстман П. и др. Взрывные явления. Оценка и последствия. – М.: Мир, 1986. Кн. 1. – 319 с.; Кн. 2. – 384 с. 9. Физика взрыва // Под ред. К.П. Станюковича. – М.: Наука, 1975. – 704 с. 10. Губайдуллин А.А., Иванова А.И., Нигматуллин Р.И. Некоторые результаты численного исследования нестационарных волн в газозвезах // Изв. АН СССР, МЖТ. 1976. – № 5. – С. 64-69. 11. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа – М.: Мир, 1986. – с.184. 12. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. 13. <http://www.top500.org>. 14. <http://supercomputers.ru>. 15. <http://tensor.org.ua>. 16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с. 17. Алямовский А. А. SolidWorks/COSMOSWorks 2006/2007. – М.: ДМК-пресс, 2007 – 784 с. 18. Гірін О.Г. Газова динаміка. – Одеса: Астропринт, 2007. – 208 с. 19. Гірін О.Г. Чисельні методи у газовій динаміці. – Одеса: Астропринт, 2006. – 168 с.

Поступила в редколлегию 10.07.09

УДК 539.3

О. В. ВЕРЕТЕЛЬНИК, мл. науч. сотр. каф. ТММиСАПР,
В.В. ВЕРЕТЕЛЬНИК, канд. физ.-мат. наук, ст. научн. сотр.,
доцент каф. „Прикладная математика” НТУ “ХПИ”

О ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ТЕЛ, СОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛЫ С РЕЗКО ОТЛИЧАЮЩИМИСЯ СВОЙСТВАМИ

У роботі пропонується новий підхід досліджень механічної поведінки елементів конструкцій, які містять матеріали з властивостями, що різко відрізняються, на прикладі корпусу силового гідроциліндра. Була побудована параметрична модель для проведення дослідження напружено-деформованого стану гідроциліндра.

New approach of researches of mechanical conduct of elements of constructions is in-process offered containing materials with sharply different properties, on the example of corps of power hydrocylinder. A parametric model was built for the conduction of researches of the mode of deformation state of hydrocylinder.

Введение. Расчет напряженно-деформированного состояния различных элементов механических систем с резко отличающимися физико-механическими свойствами, в частности, модулями упругости материалов, можно